

# GRINSCH-SQW 激光器 波导特性的数值分析

林 瑜 潘慧珍

(中国科学院上海冶金研究所微电子分部, 上海 200233)

## 提 要

采用折射率台阶近似法将梯度折射率分别限制异质结单量子阱 (GRINSCH-SQW) 激光器波导结构中的缓变折射率层离散成折射率近似为常数的亚层, 从而推导出此波导的近似本征方程, 并用数值计算求解出波导对于基模的等效折射率。在此基础上, 通过计算波导中垂直于激光器结平面方向上的光强近场分布, 计算出与激光器的阈值电流有密切关系的光学常数——激光器有源层的光限制因子  $\Gamma$  以及各种波导结构参数对  $\Gamma$  的影响, 同时计算了激光器的远场图形。计算结果可用于 GRINSCH-SQW 激光器波导结构参数的优化设计。

关键词: GRINSCH-SQW 激光器; 缓变折射率的台阶近似光限制因子  $\Gamma$ 。

## 一、引 言

在光通信、计算机的高速光学互连及光信息处理等领域光电子集成回路具有很大的应用潜力<sup>[1,2]</sup>, 而制作光电子集成回路的关键之一是制作低阈值电流的激光器<sup>[3]</sup>。当激光器的阈值电流小于 1 mA 时, 激光器可以无偏置地高速工作<sup>[4]</sup>, 这可简化电路结构, 因此, 降低激光器的阈值电流是集成光电子学的一个重要研究方面。贝尔实验室的 Tsang 于 1981 年首先改进了 SOH 结构激光器, 制作出阈值电流很低的 GRINSCH 结构激光器<sup>[5]</sup>。此后, 人们采用单量子阱层作为这种激光器的有源层, 制作出阈值电流为亚毫安量级的 GRINSCH-SQW 激光器<sup>[6]</sup>。本文对 GRINSCH 波导结构进行数值分析, 探讨优化波导结构参数和降低阈值电流的可能性。

激光器的阈值电流密度是由其电学特性和光学特性所共同决定的, 它与激光器有源层的光限制因子  $\Gamma$  成反比, 而有关 GRINSCH-SQW 激光器的结构参数对  $\Gamma$  的影响的报道则很少<sup>[7,8]</sup>。文献[7]仅计算了梯度折射率层厚度对光限制因子  $\Gamma$  的影响, 文献[8]仅对梯度区为线性分布 ( $g=1$ ) 的情形用爱里 (Airy) 函数计算了光限制因子  $\Gamma$  随梯度层厚度的变化, 而波导的其他结构参数对  $\Gamma$  的影响以及光束的近场和远场特性的计算则没有, 且所用的波长为  $\lambda=0.80 \mu\text{m}$ , 与此类激光器的实际激射波长  $\lambda=0.85 \mu\text{m}$  左右不相符合。与 SOH 结构相比较, GRINSCH 结构由于其内限制层的折射率是缓变的, 所以其波动方程的解是非解析的, 因而只能进行数值求解。本文在折射率缓变层采用了台阶近似法, 并计入单量子阱层的作用, 推导出 GRINSCH-SQW 激光器波导的近似本征方程, 经数值求解, 较全面地计算了 GRINSCH-SQW 激光器各种结构参数  $W$ 、 $L_n$ 、 $g$  和  $n_2$  等对有源层光限制因子  $\Gamma$  的

影响以及激光器的光学特性参数: 光强的近场分布和远场分布, 近场的束斑半径和远场发散角。同时计算了 SCH 激光器的相应的光学参数作为比较。

## 二、计算模型

### 1. GRINSCH-SQW 激光器波导层结构及其折射率分布

对称的 GRINSCH-SQW 激光器的波导层结构及其折射率分布如图 1 所示, 表达式如下

$$n(y) = \begin{cases} n_0, & |y| < (L_z/2), \\ n_1 \left\{ 1 - 2\Delta \left[ \left( \frac{y - L_z/2}{W} \right)^g \right]^{1/2} \right\}, & (L_z/2) < |y| < W + (L_z/2), \\ n_2, & |y| > W + (L_z/2), \end{cases} \quad (1)$$

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2}, \quad n_2 = n_1(1 - 2\Delta)^{1/2}.$$

式中  $g$  为折射率分布的幂指数, 其余参数的定义见图 1, 其中坐标原点取在有源层的中心。 $g$  值决定了 GRIN 层折射率分布的具体形状。当  $g=1/2$  时, 折射率分布为倒抛物线形; 当  $g=1$  时, 为线性分布; 当  $g=2$  时, 为抛物线形; 当  $g=\infty$  时, 即为 SCH 结构的台阶分布。

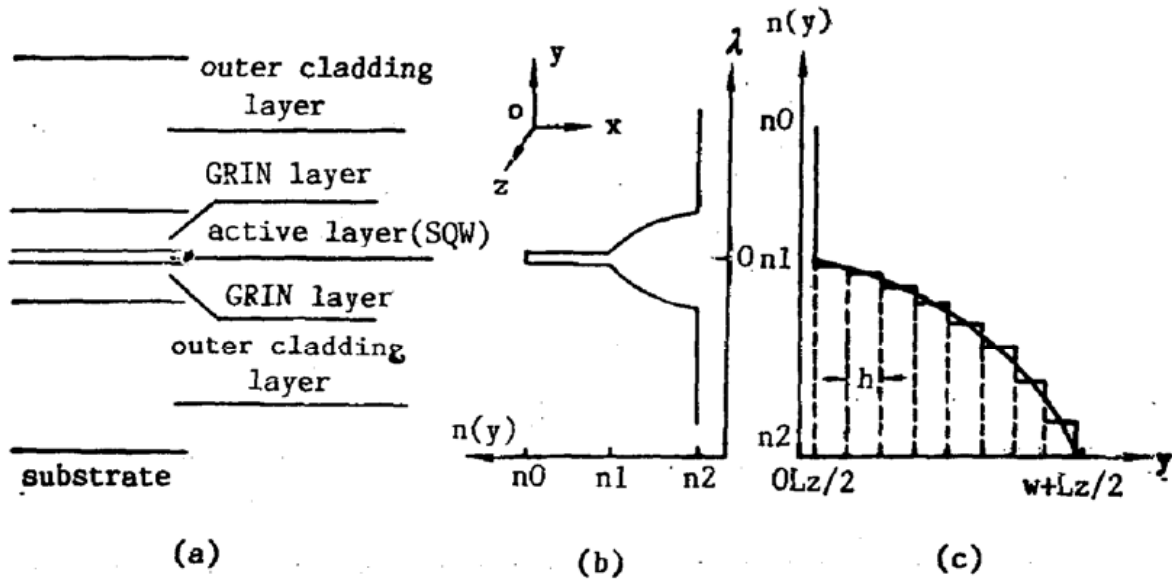


Fig. 1 Schematic diagrams of (a) waveguide layer structure of GRINSCH-SQW lasers; (b) refractive index profile along  $y$  axis; (c) step approximation of refractive index of GRIN layer

### 2. GRINSCH-SQW 波导本征方程

采用台阶近似法, 将缓变折射率层等分成  $N$  个厚度为  $h$  的亚层, 每一亚层的折射率可近似为常数, 如图 1(c) 所示。取每一亚层的中心所对应的折射率为其常数折射率。由 SCH 波导的导波原理<sup>[9]</sup>可知, 波导的等效折射率  $n_0$  介于  $n_1$  和  $n_2$  之间, 在  $N$  个亚层中将有  $k$  个亚层的折射率大于  $n_0$  为波传导区; 其余的  $m = N - k$  个亚层的折射率小于  $n_0$  为波衰减区。这样, 在每一亚层中解常数折射率的波动方程, 结合边界条件, 可推导出 GRINSCH-SQW 波导的本征方程。

对于 TE 模, 电场只有  $x$  分量, 而磁场只有  $z$  分量, 其相互关系为

$$H_z(y) = -\frac{j}{\omega\mu_0} \frac{\partial E_x(y)}{\partial y}. \quad (2)$$

在任意折射率分布的波导中的波动方程为

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 E_x(y)}{\partial y^2} + [n^2(y) \cdot k_0^2 - \beta^2] E_x(y) &= 0, \\ k_0 &= (2\pi/\lambda_0), \quad \beta = k_0 n_{e0} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式中  $\lambda_0$  为真空中的波长。有源层为导波区, 其电磁场解为\*

$$\left. \begin{aligned} E_0(y) &= A_0 \cos(p_0 y), \\ H_0(y) &= \frac{j}{\omega\mu_0} A_0 p_0 \sin(p_0 y), \\ p_0 &= k_0 (n_0^2 - n_e^2)^{1/2}. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

在第  $i$  ( $i=1, 2, \dots, k$ ) 个波传导区中, 其折射率为  $n(i)$ , 则其波动方程的解为

$$\left. \begin{aligned} E_i(y) &= A(i) \cos[p(i)(y-y_{i-1})] + B(i) \sin[p(i)(y-y_{i-1})], \\ B_i(y) &= \frac{j}{\omega\mu_0} p(i) \{A(i) \sin[p(i)(y-y_{i-1})] - B(i) \cos[p(i)(y-y_{i-1})]\}, \\ p(i) &= k_0 \sqrt{n^2(i) - n_0^2}, \\ y_{i-1} &= (L_s/2) + (i-1)h_0 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

在第  $j$  ( $j=1, 2, \dots, m$ ) 个波衰减区中, 其折射率为  $n(k+j)$  则电磁场解为

$$\left. \begin{aligned} E_{k+j}(y) &= A(k+j) \exp[-q(j)(y-y_{i-1})] + B(k+j) \exp[q(j)(y-y_{i-1})], \\ H_{k+j}(y) &= \frac{1}{\omega\mu_1} q(j) \{A(k+j) \exp[-q(j)(y-y_{i-1})] \\ &\quad - B(k+j) \exp[q(j)(y-y_{i-1})]\}, \\ q(j) &= k_0 \sqrt{n_0^2 - n^2(k+j)}, \quad y_{i-1} = (L_s/2) + (k+j-1)h_0 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

在外覆盖层中, 折射率为  $n_2$ , 电磁场解为

$$\left. \begin{aligned} E'(y) &= B_0 \exp[-q_2(y-y_2)], \\ H'(y) &= \frac{j}{\omega\mu_0} q_2 B_0 \exp[-q_2(y-y_2)], \\ q_2 &= k_0 (n_e^2 - n_2^2)^{1/2}, \quad y_2 = W + (L_s/2). \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

由电磁场理论给出的边界条件为: 界面处电场和磁场的切向分量都是连续的。将边界条件应用于  $m+k+1$  个界面处, 得到如下的本征值方程(见(8)式)。

### 3. 光限制因子 $\Gamma$ 及光场分布的计算

采用迭代法可求解此波导的本征值方程。根据文献[5]的结果, 在  $g=1$  时, 波导的一阶模截止厚度约为  $2[W + (L_s/2)] \approx 1.33 \mu\text{m}$ , 因而在计算范围内, 此波导是单模的, 本征值方程存在唯一的解。求得  $n_e$  以后进行反迭代, 求得各界面处的光强值, 就得到了近场分布。近场束斑的半径  $r_0$  由下式给出

$$[I(r_0)/I(0)] = (1/e), \quad (9)$$

归一化的远场光强分布由下式计算<sup>[10]</sup>

\* 为简便起见, 此后略去  $E_x(y)$  和  $H_z(y)$  中的下标和。

$$\begin{array}{c}
 \left[ \begin{array}{cccccccc}
 \tan(L_z/2) & p(1)/p_0 & 0 & 0 & \dots & & & \\
 & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & & & \\
 & (2i-1)\text{th column} & 2i\text{th} & (2i+1)\text{th} & (2i+2)\text{th} & & & \\
 2i\text{th row} & \cos(p(i), h) & \sin(p(i), h) & -1 & 0 & 0 & \dots & \\
 (2i+1)\text{th} & -\sin(p(i), h) & \cos(p(i), h) & 0 & -p(i+1)/p(i) & 0 & \dots & \\
 & & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & & \\
 & & (2k-1)\text{th} & 2k\text{th} & (2k+1)\text{th} & (2k+2)\text{th} & & \\
 \dots & 2k\text{th} & \cos(p(k), h) & \sin(p(k), h) & -1 & -1 & 0 \dots & \\
 \dots & (2k+1)\text{th} & -\sin(q(k), h) & \cos(p(k), h) & q(1)/p(k) & -q(1)/p(k) & 0 \dots & \\
 & & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & & \\
 & & [2(k+j)-1]\text{th} & 2(k+j)\text{th} & [2(k+j)+1]\text{th} & [2(k+j)+2]\text{th} & & \\
 \dots & 2(k+j)\text{th} & e^{-q(j), h} & e^{q(j), h} & -1 & -1 & 0 \dots & \\
 \dots & [2(k+j)+1]\text{th} & -e^{-q(j), h} & e^{q(j), h} & q(j+1)/q(j) & -q(j+1)/q(j) & 0 \dots & \\
 & & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & & \\
 & & & & [2(k+m)-1]\text{th} & 2(k+m)\text{th} & & \\
 & & & & 2(k+m)\text{th} & [q_2/q(m)-1]e^{-q(m), h} & [q_2/q(m) & \\
 & & & & & & +1]e^{q(m), h} & 
 \end{array} \right]
 \end{array}$$

= 0

(8)

注:  $i=1, \dots, k-1; j=1, \dots, m-1$ .

$$I(\theta) = \frac{\cos^2 \theta \left| \int_0^\infty E(0, y) \cos(k_0 y \sin \theta) dy \right|^2}{\left| \int_0^\infty E(0, y) dy \right|^2}, \quad (10)$$

式中  $E(0, y)$  为激光器出光面沿  $y$  方向的近场分布。远场发散角  $\theta_0$  由下式给出

$$I(\theta_0) = I(0)/2, \quad (11)$$

光限制因子  $\Gamma$  的计算表达式为

$$\left. \begin{aligned}
 \Gamma &= \frac{\int_0^{L_z/2} E^2(y) dy}{\int_0^\infty E^2(0, y) dy} = \frac{\Gamma_1}{\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3}, \\
 \Gamma_1 &= \int_0^{L_z/2} E^2(y) dy = (L_z/4) + \sin(p_0 L_z)/4p_0, \\
 \Gamma_2 &= \int_{L_z/2}^{V+(L_z/2)} E^2(y) dy, \\
 \Gamma_3 &= \int_{V+(L_z/2)}^\infty E^2(y) dy.
 \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

当亚层分得较细时,  $\Gamma_2$  可近似为

$$\Gamma_2 \approx \sum_{i=1}^N \frac{h}{2} [I(y_i + h) + I(y_i)], \quad (13)$$

式中  $y_i = (L_z/2) + (i-1)h$ ,  $I(y_i)$  为  $y_i$  处的光强值。

### 三、结果和讨论

对典型的 GaAlAs/GaAs GRIN-SQW 结构进行了计算, 取  $L_z = 10 \text{ nm}$ ,  $n_0 = 3.6$ ,  $n_1 = 3.45$ ,  $n_2 = 3.3$ , 对应的 GaAlAs 体系的 Al 含量分别为  $x_0 = 0$ ,  $x_1 = 0.20$ ,  $x_2 =$

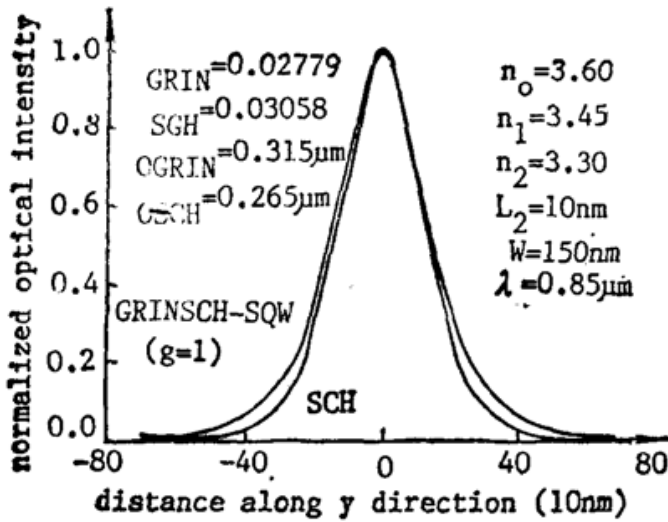


Fig. 2 Calculated optical intensity distribution within GRINSCH-SQW waveguide compared with SCH waveguide along  $y$  direction

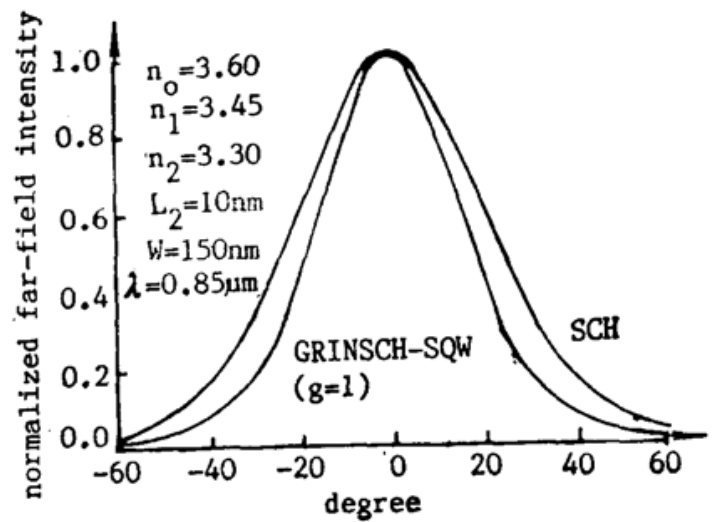


Fig. 3 Normalized far-field optical intensity distribution along  $y$  direction

0.45。计算得到如图 2 所示的 GRIRSCH-SQW 和 SCH-SQW 波导中的归一化光强分布。其近场光斑半径分别为  $r_0(\text{GRIN}) = 0.315 \mu\text{m}$ ,  $r_0(\text{SCH}) = 0.265 \mu\text{m}$ 。计算得到的光限制因子分别为  $\Gamma_{\text{GRIN}} = 0.02779$ ,  $\Gamma_{\text{SCH}} = 0.03058$ 。此结果与文献 [8] 用爱里函数计算得到的结果相一致。

计算得到的归一化远场光强分布如图 3 所示, 远场发散角分别为  $\theta_{\text{FAHP}}(\text{grin}) = 35^\circ$ ,  $\theta_{\text{FAHP}}(\text{SCH}) = 47.5^\circ$ 。可见, GRINSCH 结构可改善激光器的远场发散角。

图 4 为计算的波导有效折射率随缓变折射率层厚度  $W$  的变化, 随着  $W$  的增加,  $n_e$  亦增加。

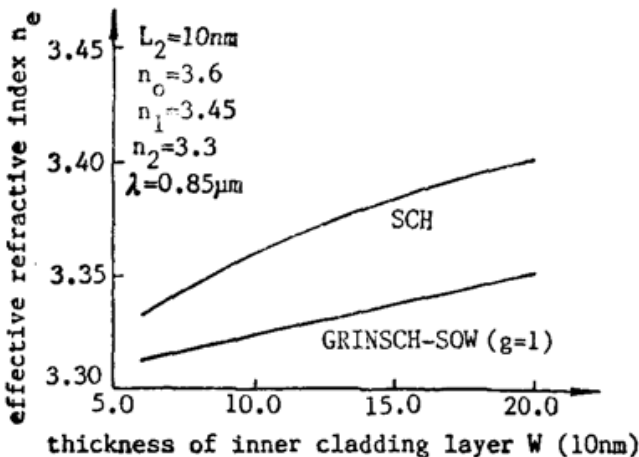


Fig. 4 Effective refractive index  $n_e$  plotted as a function of  $W$

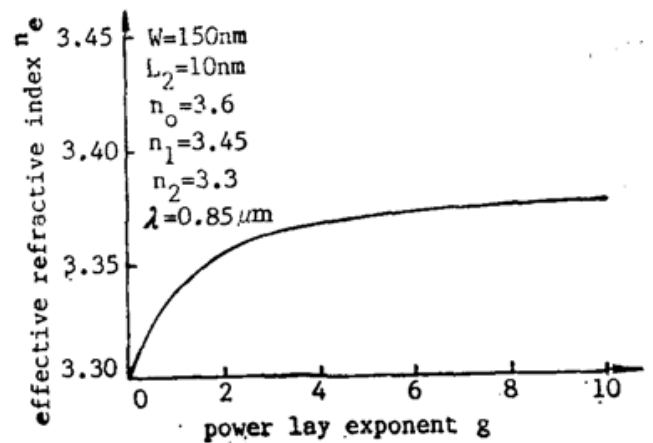


Fig. 5 Effective refractive index  $n_e$  plotted as a function of  $g$

图 5 给出一定结构的波导, 其  $n_e$  随折射率分布幂指数  $g$  的变化曲线, 随  $g$  的增加  $n_e$  也增大。

图 6 为计算的有源层光限制因子  $\Gamma$  随缓变折射率层厚度  $W$  变化的曲线, 对于每一个  $L_2$  值, 都存在一个最佳  $W$  值, 使  $\Gamma$  取得最大值, 这一结果与文献 [8] 的结果相一致。

图 7 为计算的  $\Gamma$  随  $g$  变化的曲线, 在小的  $g$  值时,  $\Gamma$  随  $g$  急剧变化, 而当  $g > 2$  时,  $\Gamma$  基

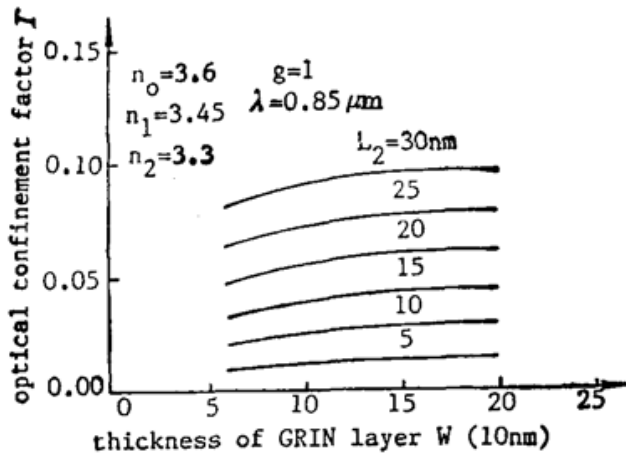


Fig. 6 Optical confinement factor  $\Gamma$  plotted as a function of  $W$

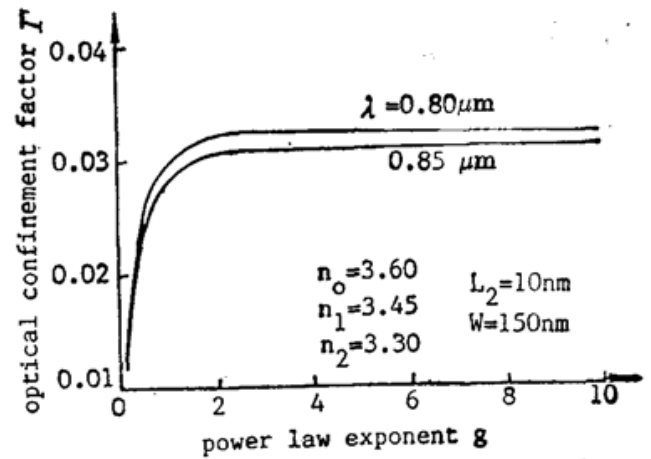


Fig. 7 Relationship between  $g$  and  $\Gamma$  for two different wavelengths

本上不随  $g$  变化; 图 7 还说明, 随着激发波长的减小, 光限制因子  $\Gamma$  将随之增大, 因而采用单量子阱作为有源层, 激光器的发射波长发生蓝移, 可使光限制因子  $\Gamma$  有所增加。

激光器的阈值电流密度正比于  $L_2/\Gamma$ , 图 8 ( $L_2/\Gamma_{\text{max}}$ ) 随  $L_2$  的变化,  $\Gamma_{\text{max}}$  为一定  $L_2$  值所对应的最大  $\Gamma$  值。由图 8 可见, 增加阱层厚度可以降低 ( $L_2/\Gamma_{\text{max}}$ ) 值, 即有利于降低激光器的损耗。

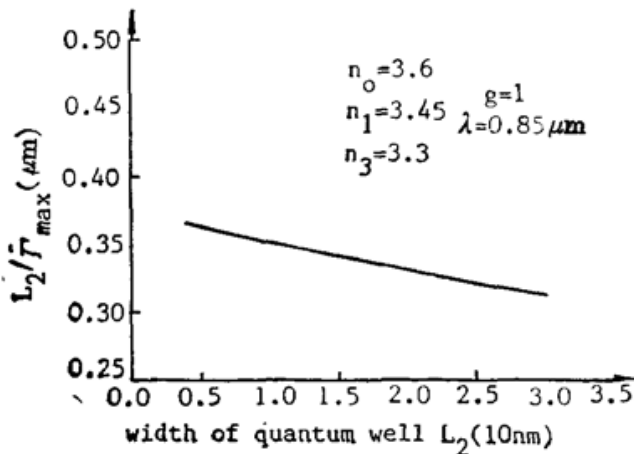


Fig. 8 Influence of quantum well size  $L_2$  on the optical confinement factor

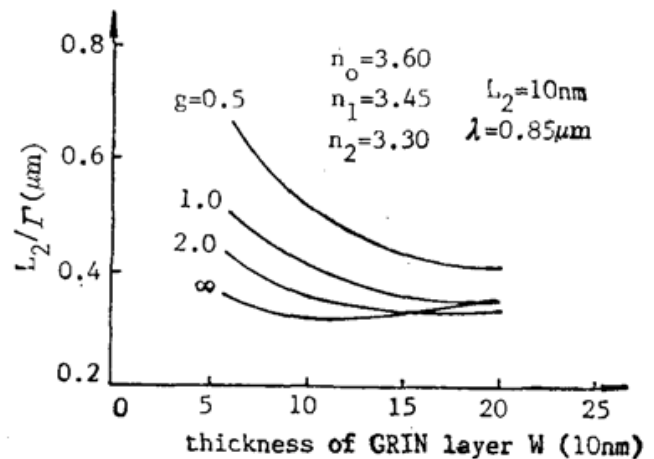


Fig. 9 The relationship between  $L_2/\Gamma$  and  $W$  for different  $g$

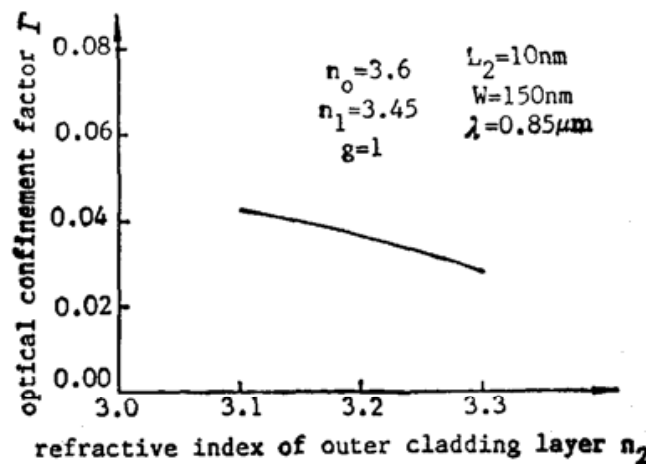


Fig. 10 The influence of refractive index of outer confinement layer in  $\Gamma$

图 9 为计算的  $(L_z/\Gamma)$  随  $W$  的变化曲线, 以  $g$  为参数, 此图说明随着 GRIN 层厚度的增加, 其  $(L_z/\Gamma)$  值将小于 SCH 结构所具有的  $(L_z/\Gamma)$  值, 即具有更低的阈值电流密度, 此结果与文献[7]的计算结果相一致。

图 10 为计算的光限制因子  $\Gamma$  随波导的外覆盖层的折射率  $n_2$  变化的曲线, 此图说明, 降低外覆盖的折射率可以相当地增大光限制因子  $\Gamma$ , 在 GaAlAs/GaAs 体系中, 相当于要提高外覆盖层中 Al 的含量。在最近发表的文献中, 此 Al 含量值已提高到  $x_2=0.7$ 。

## 四、结 论

采用折射率的台阶近似, 在数值求解本征方程的基础上, 计算了 GRINSCH-SQW 激光器的波导结构参数  $L_z$ 、 $W$ 、 $g$  和  $n_2$  等对光限制因子  $\Gamma$  的影响。结果表明, 对于一定的阱层厚度  $L_z$ , 其缓变层的厚度  $W$  是可以优化的; 增大  $L_z$  值, 可以降低  $(L_z/\Gamma_{\max})$  值; 随着  $g$  的增大,  $\Gamma$  亦增大; 降低  $n_2$  可使  $\Gamma$  增加。若仅从光限制特性方面考虑, 优化的 SCH 结构激光器应具有最低的阈值电流密度, 然而事实并不如此, 因为激光器的阈值电流密度是由其对光的限制特性和对载流子的限制特性所共同决定的, 不同的波导结构具有不同的载流子限制特性, 对这一问题将另文讨论。

## 参 考 文 献

- [1] O. Wada; *Opt. & Quant. Electron.*, 1988, **20**, No. 6, 441~474.
- [2] J. Shibata *et al.*; *ibid*, 1988, **20**, No. 5 (Sep), 363~371.
- [3] O. Wada; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1986, **QE-22**, No. 6 (Jun), 805~821.
- [4] K. Y. Lau *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1987, **51**, No. 2 (13 Jul), 69~71.
- [5] W. T. Tsang; *Appl. Phys. Lett.*, 1981, **39**, No. 2 (15 Jul), 134~137.
- [6] P. L. Derry *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1987, **50**, No. 25 (22 Jun), 1773~1775.
- [7] W. Srteifer *et al.*; *Opt. Lett.*, 1983, **8**, No. 5 (May), 283~285.
- [8] S. R. Chinn; *Appl. Opt.*, 1984, **23**, No. 20 (15 Oct), 3508~3509.
- [9] H. O. Casey Jr., M. B. Panish; *Heterostructure Lasers*, (Pt. A, New York, Academic Press, 1978), 82~86.
- [10] *ibid*, 71~75.

## Numerical analyses of waveguiding properties for GRINSCH-SQW lasers

LIN YU AND PAN HUIZHEN

(*Shanghai Institute of Metallurgy, Academia Sinica, Shanghai, 200233*)

(Received 21 January 1990; revised 6 August 1990)

### Abstract

Step approximation of refractive index has been adopted to discrete the graded-index layer of GRINSCH-SQW laser into many sublayers to obtain the eigenvalue equation of the waveguide. The effective refractive index of the fundamental mode has been calculated by using numerical method to solve the eigenvalue equation. By calculating the near-field optical intensity distribution in the direction perpendicular to the junction plane, we have calculated the optical confinement factor which is closely related to the threshold current density. Based on this, influence of the waveguide parameters on the optical confinement properties has been discussed.

**Key words:** GRINSCH-SQW laser; Step approximation of graded-index; optical confinement factor.